

10. Быков А.Д., Макушкин Ю.С., Стройнова В.Н. Анализ влияния колебательного возбуждения на полуширины линий H_2O полос ν_2 // Оптика и спектроскопия. – 1988. – Т. 64. – № 6. – С. 517–521.
11. Ogilvie J.F. A general potential function for diatomic molecules // Proc. Roy. Soc. Lond. A. – 1981. – V. 378. – № 3. – P. 287–290.
12. Dutta A., Sherill C.D. Full configuration potential energy curves for breaking bonds to hydrogen: An assessment of single-reference correlation methods. // J. Chem. Phys. – 2003. – V. 118. – № 4. – P. 1610–1619.
13. Ogilvie J.F., Rodwell W.R., Tipping R.H. Dipole moment function of the hydrogen halides // J. Chem. Phys. – 1980. – V. 73. – P. 5231–5229.
14. Spirko V., Piecuch P., Condo A.E., Paldus J. Molecular quadrupole moment function of HF and N_2 . II. Rovibrational effects // J. Chem. Phys. – 1996. – V. 104. – № 5. – P. 4716–4727.
15. Buldakov M.A., Cherepanov V.N., Nagornova N.S. Polarizability functions of HF and HCl molecules // Proc. SPIE. – 2005. – V. 6160. – № 1. – P. 51–56.
16. Ma Q., Tipping R.H., Boulet C. Modification of the Robert-Bonamy formalism in calculating Lorentzian half-widths and shifts // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 2007. – V. 103. – № 3. – P. 588–596.
17. Huber K.P., Herzberg G. Molecular spectra and molecular structure. IV. Constants of diatomic molecules. – N.Y.: Van Nostrand Reinhold Company, 1979. – 408 p.

Поступила 17.07.2009 г.

УДК 535.36

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ С ЧАСТИЦАМИ НЕПРАВИЛЬНОЙ ФОРМЫ

Б.В. Горячев, С.Б. Могильницкий

Томский политехнический университет
E-mail: msb@tpu.ru

Предложен новый метод решения задачи переноса излучения в дисперсной среде с частицами неправильной формы, базирующийся на использовании индикатрисы рассеяния излучения в виде интегральных параметров, вычисленных на основе трех индикатрис рассеяния, представленных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Такое представление индикатрисы рассеяния излучения адаптировано к потоковым методам решения задачи переноса излучения.

Ключевые слова:

Перенос излучения, индикатриса рассеяния, коэффициент асимметрии, радиационный баланс.

Key words:

Radiation transfer, scattering phase function, asymmetry parameter, radiation balance.

Проблема расчета характеристик излучения, прошедшего через дисперсную среду, состоящую из частиц неправильной формы, является одной из актуальных в теории переноса излучения. Базовым элементом в решении этой задачи является индикатриса рассеяния излучения. Представление индикатрисы рассеяния в этом случае аналогично представлению индикатрисы рассеяния для частиц правильной формы, а для системы частиц неправильной формы с произвольной ориентацией в пространстве используется усредненная индикатриса рассеяния излучения.

Частицы правильной формы имеют осесимметричную индикатрису рассеяния и такое условие является общепринятым в теории рассеяния излучения. Именно при этом условии определяются некоторые интегральные параметры индикатрисы рассеяния, например, коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния излучения или средний косинус угла рассеяния [1]. Для характеристики степени анизотропии рассеяния этих параметров бывает достаточно, особенно когда требуется оперативность в получении информации об угловом

распределении рассеянного излучения, но иногда возникает неоднозначность, например, коэффициенты асимметрии релеевской индикатрисы и сферической одинаковы. В случае рассеяния излучения на частице неправильной формы для характеристики анизотропии рассеяния одного коэффициента асимметрии индикатрисы рассеяния, характеризующего рассеяние в переднюю и заднюю полусферы (относительно направления распространения излучения), недостаточно. Требуется уточнения в этом случае и стандартное представление индикатрисы рассеяния излучения, и методики ее получения.

Для частиц неправильной формы положение о симметрии рассеяния не выполняется, и, соответственно, интегральные характеристики рассеяния, введенные для симметричной индикатрисы рассеяния излучения, не отражают особенностей рассеяния излучения на таких частицах. Более того, обычное представление индикатрисы рассеяния излучения не дает полной информации о пространственном угловом распределении излучения при рассеянии на частицах неправильной формы.

В общем случае полную информацию об угловом распределении излучения, рассеянного частицей неправильной формы, может дать только объемная индикатриса рассеяния излучения. Получение такой индикатрисы рассеяния теоретически, а особенно экспериментально, весьма трудоемко. Кроме того, форма ее представления должна быть адаптирована к методу, используемому для расчета характеристик переноса излучения [2], так как индикатриса рассеяния излучения является одной из основных характеристик, определяющих перенос излучения в дисперсной среде.

В работе предлагается следующая методика представления индикатрисы рассеяния излучения при рассеянии на частицах неправильной формы. Рассмотрим рассеяние излучения на частице неправильной формы в декартовой системе координат, когда излучение падает в направлении оси x . Объемная индикатриса рассеяния излучения заменяется тремя индикатрисами рассеяния, определенными во взаимно перпендикулярных плоскостях xy , xz и yz . Обозначим их $\chi_{xy}(\theta)$, $\chi_{xz}(\theta)$ и $\chi_{yz}(\theta)$ соответственно, где θ – угол рассеяния. Интегральные параметры определяются в общем случае следующим образом

$$\begin{aligned}\mu^x &= \int_{(\Omega)} \chi_{yz}(\theta) d\Omega; \\ \mu^y &= \int_{(\Omega)} \chi_{xz}(\theta) d\Omega; \mu^z = \int_{(\Omega)} \chi_{xy}(\theta) d\Omega,\end{aligned}\quad (1)$$

где Ω – телесный угол.

Подробно все интегральные параметры по осям декартовой системы координат для трех индикатрис рассеяния излучения определяются из (1) следующим образом.

Для потоков в направлении распространения излучения F_1^x и в обратном направлении F_2^x

$$\begin{aligned}F_1^x &= 2\pi \int_0^{\pi/2} \chi_{yz}(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta; \\ F_2^x &= 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \chi_{yz}(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta.\end{aligned}\quad (2)$$

Для потоков излучения в направлениях, перпендикулярных направлению распространения F_3^x , F_4^x , F_5^x , F_6^x , справедливы выражения

$$\begin{aligned}F_3^x &= 2 \int_0^{\pi/4} \chi_{yz}(\theta) \sin^2 \theta d\theta; F_4^x = 2 \int_{\pi/4}^{\pi/2} \chi_{yz}(\theta) \sin^2 \theta d\theta; \\ F_5^x &= 2 \int_{\pi/2}^{3\pi/4} \chi_{yz}(\theta) \sin^2 \theta d\theta; F_6^x = 2 \int_{3\pi/4}^{\pi} \chi_{yz}(\theta) \sin^2 \theta d\theta.\end{aligned}\quad (3)$$

$$F^x = |F_1^x| + |F_2^x| + |F_3^x| + |F_4^x| + |F_5^x| + |F_6^x|. \quad (4)$$

Проекции объемной индикатрисы рассеяния излучения на оси декартовой системы координат μ_i записываются таким образом

$$\begin{aligned}\mu_1^x &= \frac{|F_1^x|}{F^x}; \mu_2^y = \frac{|F_2^x|}{F^x}; \mu_3^x = \frac{|F_3^x|}{F^x}; \\ \mu_4^y &= \frac{|F_4^x|}{F^x}; \mu_5^x = \frac{|F_5^x|}{F^x}; \mu_6^x = \frac{|F_6^x|}{F^x}.\end{aligned}\quad (5)$$

$$\text{Условие нормировки } \sum_{i=1}^6 \mu_i^x = 1. \quad (6)$$

Индикатрисы рассеяния излучения $\chi_{xz}(\theta)$ и $\chi_{yz}(\theta)$ определяются аналогично по формулам (2)–(6) с заменой индексов x на y и y на z .

Определим коэффициенты асимметрии по осям координат для трех индикатрис рассеяния. По оси x

$$\begin{aligned}a_{xx} &= \frac{\mu_1^x + \frac{1}{2}(\mu_3^x + \mu_4^x + \mu_5^x + \mu_6^x)}{\mu_2^x + \frac{1}{2}(\mu_3^x + \mu_4^x + \mu_5^x + \mu_6^x)}; \\ a_{xy} &= \frac{\mu_3^x + \frac{1}{2}(\mu_1^x + \mu_2^x + \mu_5^x + \mu_6^x)}{\mu_4^x + \frac{1}{2}(\mu_1^x + \mu_2^x + \mu_5^x + \mu_6^x)}; \\ a_{xz} &= \frac{\mu_5^x + \frac{1}{2}(\mu_1^x + \mu_2^x + \mu_3^x + \mu_4^x)}{\mu_6^x + \frac{1}{2}(\mu_1^x + \mu_2^x + \mu_3^x + \mu_4^x)}.\end{aligned}$$

По осям y и z коэффициенты записываются аналогично с заменой индексов x на y и y на z .

Предложенные коэффициенты позволяют учесть асимметрию рассеяния по осям координат и, тем самым, устранить неоднозначность связи между параметрами среды и излучения. Данное обстоятельство особенно важно в случае частиц неправильной формы, ориентированных в пространстве в силу различных физических причин, например, в конвективных потоках, электрических полях или в сплошных средах.

Для полной характеристики асимметрии рассеяния можно использовать следующий коэффициент:

$$a_x = \frac{\mu_1^x + (\mu_3^x + \mu_4^x)}{\mu_2^x + (\mu_5^x + \mu_6^x)}. \quad (7)$$

Индикатриса рассеяния излучения определяет угловое распределение рассеянного излучения для одной частицы, или микрообъема, в котором происходит только однократное рассеяние. Угловое распределение излучения с учетом многократного рассеяния внутри дисперсной среды характеризуется телом яркости. Однако, определение тела яркости внутри среды в ряде случаев связано со значительными трудностями, поэтому обычно рассматривают угловое распределение излучения вне рассеивающего объема. По аналогии с коэффициентами асимметрии индикатрисы рассеяния излучения на одной частице, целесообразно ввести коэффициенты асимметрии излучения, рассеянного объемом дисперсной среды в целом. Аналогично формулам для определения коэффициентов асимметрии индикатрисы рассеяния, анизотропию рассеяния излучения макрообъема можно характеризовать подобными коэффициентами. По оси x

$$As^x = \frac{I_{+x} + B_1}{I_{-x} + B_1}, \quad B_1 = \frac{I_{+y} + I_{-y} + I_{+z} + I_{-z}}{2}. \quad (8)$$

Коэффициенты асимметрии по осям y и z записываются аналогично формуле (8) с заменой x на y и z .

Здесь I_{+x} – поток излучения, выходящий из среды в направлении падающего потока вдоль оси x , I_{-x} – поток излучения, отраженный дисперсной средой, $I_{\pm y}$, $I_{\pm z}$ – потоки рассеянного излучения, выходящие из среды в направлениях $\pm y$, $\pm z$.

Примером использования вышеприведенных формул являются результаты расчетов (рис. 1), позволяющие проследить деформацию тела яркости при увеличении оптического размера τ рассеивающей среды для двух индикатрис рассеяния: сферической ($a_x=1$) и облачной C1 ($a_x=12$).

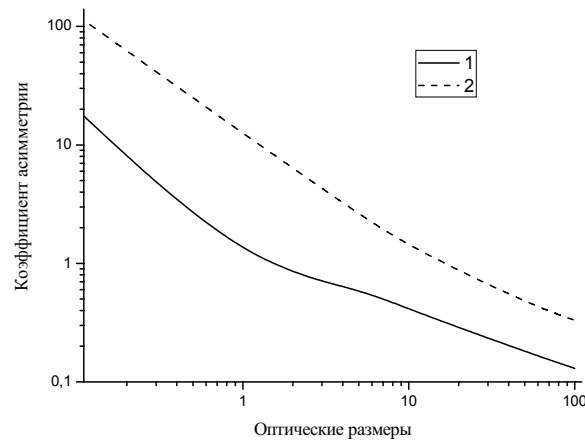


Рис. 1. Зависимость коэффициента асимметрии As от оптических размеров дисперсной среды при $\Lambda=1$: 1) $a_x=1$; 2) $a_x=12$

Для полной характеристики степени асимметрии тела яркости рассеивающего объема можно использовать следующий коэффициент

$$As = \frac{I_{+x} + I_{+y} + I_{-y}}{I_{-x} + I_{+z} + I_{-z}}. \quad (9)$$

Результаты расчетов по формуле (9) приведены на рис. 2, и позволяют проследить деформацию тела яркости при увеличении оптического объема рассеивающей среды для двух индикатрис рассеяния: осесимметричной, аналогичной облачной C1 ($a_x=12$), и асимметричной по оси y ($a_y=12$), коэффициенты асимметрии определены по формуле (7).

При небольших оптических толщах на коэффициент асимметрии существенно влияет излучение, прошедшее дисперсную среду без рассеяния. Результаты расчетов, сделанные с такой поправкой, представлены на рис. 3.

Рассмотрим подробнее результаты исследований формы тела яркости пространственно ограниченного рассеивающего объема в зависимости от оптических размеров и параметров среды. На рис. 1 представлены результаты расчетов величины коэффициента асимметрии As^x в зависимости от оптиче-

ских размеров дисперсной среды для сферической ($a=1$) и анизотропной $a_{x2}=12$ (индикатриса C1) [3] индикатрис рассеяния излучения.

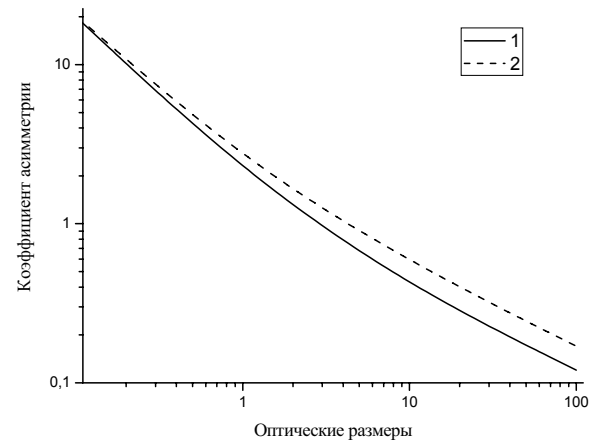


Рис. 2. Зависимость коэффициента асимметрии As от оптических размеров дисперсной среды при $\Lambda=1$: 1) $a_x=12$; 2) $a_y=12$

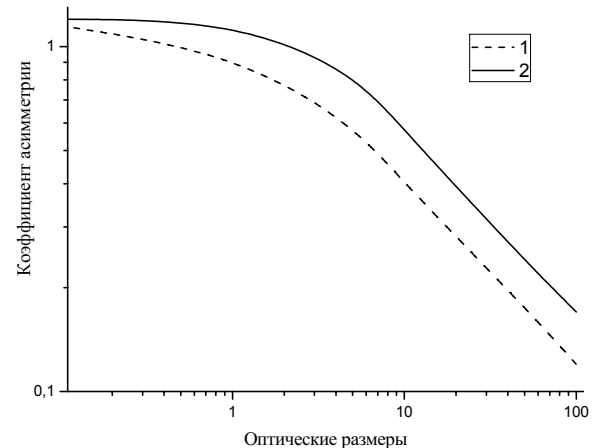


Рис. 3. Зависимость коэффициента асимметрии As от оптических размеров дисперсной среды при $\Lambda=1$: 1) $a_x=12$; 2) $a_y=12$

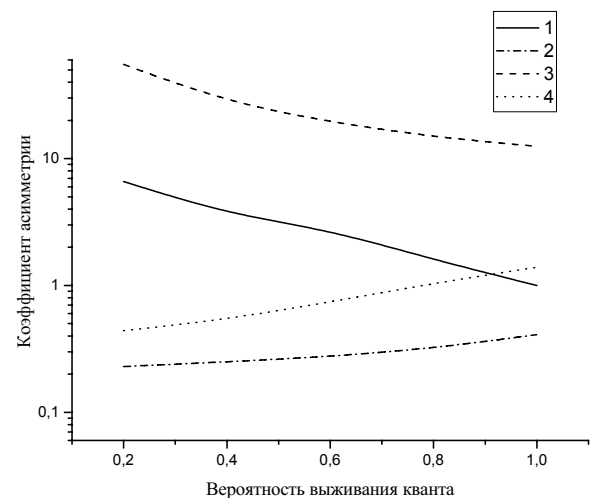


Рис. 4. Зависимость коэффициента асимметрии As от вероятности выживания кванта Λ : 1, 3) $\tau=1$; 2, 4) $\tau=10$; 1, 2) $a_x=1$; 3, 4) $a_x=12$

Расчеты проводились по методике, изложенной в [4, 5], для двух индикатрис рассеяния излучения, характеризуемых коэффициентами асимметрии $a_{x1}=1$ и $a_{x2}=12$, при рассеивающем объеме в форме куба и вероятности выживания кванта $\Lambda=1$. Очевидно, что при таких исходных данных тело яркости имеет осесимметричную форму. По мере увеличения оптических размеров среды доля многократно рассеянного излучения в общем потоке возрастает, в то время как доля излучения, прошедшего среду без рассеяния и ослабленного по экспоненциальному закону, уменьшается. Этим объясняется более резкая зависимость коэффициента As^* от оптической толщины τ для среды, характеризуемой анизотропной индикатрисой рассеяния излучения. Следует отметить, что при всех оптических размерах, использованных в расчетах, определяется граничное значение оптической плотности дисперсной среды, выше которой коэффициент асимметрии не меняется, а, следовательно, не меняется и тело яркости рассеивающего объема. Незменность тела яркости при увеличении оптической глубины рассеивающей среды характеризует наступление глубинного режима.

Зависимость деформации тела яркости от изменения формы индикатрисы рассеяния в дисперсной среде приведена на рис. 2. Кривые 1, 2 получены для индикатрисы S_1 , но асимметричной по оси x (кривая 1) и по оси y (кривая 2). При одинаковых условиях влияние асимметричности индикатрисы рассеяния сводится к увеличению коэффициента асимметрии тела яркости рассеивающего объема. Для более наглядного представления о деформации тела яркости на рис. 3 представлены скорректированные данные, аналогичные представленным на рис. 2, но без учета излучения, прошедшего дисперсную среду без рассеяния. На рис. 4 приведены зависимости коэффициента асимметрии от величины поглощения в дисперсной среде. Как видно из рисунка, влияние поглощения на форму тела яркости имеет неоднознач-

ный характер. В случае дисперсной среды, имеющей форму куба с оптическими размерами $\tau=1$, тело яркости с увеличением поглощения становится более вытянутым вне зависимости от формы индикатрисы рассеяния излучения (кривые 1, 3). С увеличением оптических размеров дисперсной среды зависимость формы тела яркости от увеличения поглощения в среде меняется на противоположную (кривые 2, 4). Это означает, что существует дисперсная среда таких оптических размеров, для которой изменение поглощения в среде не влияет на угловое распределение излучения в дисперсной среде.

Таким образом, в данной работе:

- предложен новый метод решения задачи переноса излучения в дисперсной среде с частицами неправильной формы, с использованием индикатрисы рассеяния излучения в виде интегральных параметров, вычисленных на основе трех индикатрис, отображенных во взаимно перпендикулярных плоскостях;
- представление индикатрисы рассеяния излучения в виде интегральных параметров адаптировано к потоковым методам решения задачи переноса излучения;
- анализ результатов решения производится с помощью коэффициентов асимметрии индикатрисы рассеяния излучения и тела яркости рассеивающего объема;
- показано, что при распространении излучения в среде с частицами неправильной формы асимметрия тела яркости рассеивающего объема увеличивается относительно подобной среды с частицами правильной формы.

Изучение поведения данных коэффициентов в зависимости от параметров дисперсной среды позволяет оценить границы применимости экспоненциального закона ослабления излучения и предельные оптические размеры, при которых среду можно считать неограниченной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1983. — 280 с.
2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1981. — 280 с.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971. — 168 с.
4. Горячев Б.В., Могильницкий С.Б. Некоторые особенности переноса излучения в пространственно ограниченных диспер-

сных средах // Известия Томского политехнического университета. — 2000. — Т. 303. — № 3. — С. 91–104.

5. Горячев Б.В., Могильницкий С.Б. Перенос излучения в дисперсной среде с частицами произвольной формы // Известия Томского политехнического университета. — 2004. — Т. 307. — № 7. — С. 22–25.

Поступила 03.09.2009 г.